Über den selektiven Photoeffekt an Metallschichten, die durch kathodische Zerstäubung hergestellt sind und über die Berechnung der Resonanzwellenlänge des selektiven Photoeffektes.

(Teil I.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT

ZU BERLIN.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Von

Friedrich Gross

aus Berlin.

Tag der Promotion: 13. Juni 1921.

125

Referenten:

Professor Dr. **Wehnelt**.

Professor Dr. **Planck**.

Mit Genehmigung der hohen Fakultät kommt hier nur der erste Teil der ganzen Arbeit zum Abdruck. Der zweite Teil wird in der Zeitschrift für Physik erscheinen.

Dem Andenken

meines Vaters Theodor Gross.

ZEITSCHRIFT FÜR
PHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
ALS ERGÄNZUNG ZU IHREN „VERHANDLUNGEN"
UNTER DER REDAKTION VON

KARL SCHEEL

Sonderabdruck Band 6, Heft 5/6

Friedrich Groß

Über den selektiven Photoeffekt an Metallschichten, die durch kathodische Zerstäubung hergestellt sind

FRIEDR. VIEWEG & SOHN
BRAUNSCHWEIG
UND
JULIUS SPRINGER
BERLIN

1921

Die **Zeitschrift für Physik**

erscheint in zwanglosen Heften, deren sechs zu einem Bande vereinigt werden. Der Preis des Bandes beträgt ℳ 80,—. Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung sowie durch die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstr. 23/24 zu beziehen. Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft haben Anspruch auf einen Vorzugspreis bei unmittelbarem Bezuge vom Verlage.

Die Verfasser erhalten bis 50 Sonderabdrucke ihrer Abhandlungen kostenfrei, weitere gegen Berechnung.

Manuskriptsendungen sind zu richten an Herrn **Geh. Reg.-Rat Professor Dr. Karl Scheel, Berlin-Dahlem, Werderstr. 28.**

6. Band. # Inhalt. **5./6. Heft.**

Seite

Axel E. Lindh, Zur Kenntnis des Röntgenabsorptionsspektrums von Chlor. Mit sechs Abbildungen. (Eingegangen am 5. Juli 1921) 303

G. Szivessy, Neukonstruktion des Braceschen Halbschattenkompensators. Mit drei Abbildungen. (Eingegangen am 14. Juli 1921) 311

W. Pauli jr., Zur Theorie der Dielektrizitätskonstante zweiatomiger Dipolgase. (Eingegangen am 30. Juli 1921) 319

F. Holborn, Über Versuche mit kurzen ungedämpften elektrischen Wellen. (Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.) Mit fünf Abbildungen. (Eingegangen am 15. August 1921) 328

Kurt Wolter, Über Ladungsbestimmungen an Nebelteilchen bei 1 bis 9 Atm. Gasdruck. Mit sechs Abbildungen. (Eingegangen am 29. Juli 1921) 339

H. Kallmann und F. Reiche, Über den Durchgang bewegter Moleküle durch inhomogene Kraftfelder. Mit fünf Abbildungen. (Eingegangen am 28. Juli 1921) 352

Friedrich Groß, Über den selektiven Photoeffekt an Metallschichten, die durch kathodische Zerstäubung hergestellt sind. Mit sieben Abbildungen. (Eingegangen am 27. Juli 1921) 376

E. Gehrcke, Versuch einer physikalischen Grundlage der Atomstrahlung. (Eingegangen am 23. August 1921) 400

J. Steph. van der Lingen, Die Fluoreszenz des Cadmiumdampfes. Mit einer Abbildung. (Eingegangen am 28. Juli 1921) 403

A. Rubinowicz, Theorie der Radiometerwirkung. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit von Frl. G. Laski und Herrn F. Zerner. (Eingegangen am 18. Juli 1921) 405

G. Laski und F. Zerner, Zur Theorie der Radiometerwirkung. (Antwort an Herrn Rubinowicz.) (Eingegangen am 5. August 1921) 411

Autorenregister 415

Über den selektiven Photoeffekt an Metallschichten, die durch kathodische Zerstäubung hergestellt sind.

Von **Friedrich Groß** in Berlin.

Mit sieben Abbildungen. (Eingegangen am 27. Juli 1921.)

Die stark elektropositiven Metalle sind weit in das Gebiet des langwelligen Teiles des Spektrums lichtelektrisch erregbar und weisen außer einem normalen noch einen selektiven lichtelektrischen Effekt auf, wenn der elektrische Vektor des einfallenden Lichtes eine Komponente senkrecht zur bestrahlten Metalloberfläche besitzt.

Im normalen Effekt nimmt der Photostrom, der pro cal absorbierter Lichtenergie ausgesandt wird, mit wachsender Frequenz des auf die Metalloberfläche einfallenden Lichtes stetig zu. Im selektiven Effekt ist dagegen ein ausgesprochenes Resonanzmaximum für eine bestimmte Frequenz der Strahlungsquelle vorhanden. In Tabelle 1, Spalte 2 sind einige der bisher bekannten Resonanzwellenlängen nach Pohl und Pringsheim[1]) angegeben.

Tabelle 1.

Metall	λ_{max}	Breite des selektiven Gebietes in $\mu\mu$
Rb	480	180
K	435	250
Na	318	etwa 320
Li	280	—

Es ist dagegen bisher nicht gelungen, auch für Metalle, die erst im äußersten Ultraviolett lichtelektrisch erregbar sind, wie Cu und Pt, ein Resonanzmaximum experimentell zu finden, oder die Frage zu entscheiden, ob überhaupt ein solches existiert.

Eine gewisse Wahrscheinlichkeit für die Existenz selektiver Effekte im Gebiete höherer Lichtfrequenzen kann man in der Tatsache sehen, daß im Röntgenspektrum die Elektronenemission bei allen Elementen auf enge Frequenzbereiche (Banden der charakteristischen Strahlung) beschränkt ist[2]).

---

[1]) R. Pohl und P. Pringsheim, „Die lichtelektrischen Erscheinungen". Sammlung Vieweg, Heft 1, 1914 (im folgenden als Sammlung Vieweg 1914 angeführt). Dieselben, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1046, 1910.

[2]) Sammlung Vieweg 1914, S. 33, 34. R. Pohl, Die Physik der Röntgenstrahlen, S. 117 ff. Braunschweig 1912.

Die vorliegende Untersuchung hat das Ziel nachzuweisen, daß für eine Anzahl derartiger Metalle (Au, Cu) ein selektiver Photoeffekt tatsächlich vorhanden ist, während für andere (Ag, Pt) eine Entscheidung mit Sicherheit nicht gefällt werden kann.

Da die Eigenschwingung des selektiven Photoeffekts stark gedämpft ist, und um so mehr, je größer die Eigenfrequenz ist (Tab. 1, 3. Spalte), haben Pohl und Pringsheim die Vermutung ausgesprochen[1]), „daß eben aus diesem Grunde ein selektiver Effekt an den Metallen, die überhaupt nur im äußersten Ultraviolett empfindlich sind, nicht gefunden werden kann". Da jedoch das Verhalten der Metalle gegen polarisiertes, spektral zerlegtes Licht von der Wellenlänge $\lambda < 200\,\mu\mu$ noch nicht bekannt ist, bleibt die Frage offen, und es besteht die Möglichkeit, daß für gewisse Metalle sich gerade infolge dieser zu erwartenden starken Dämpfung auch schon im Spektralgebiet der Hg-Quarzlampe ein selektiver Effekt andeutet.

Eine Arbeit von R. Pohl[2]) hierüber ist für Kathodenzerstäubungsschichten von Pt und Cu mit polarisiertem, aber spektral unzerlegtem Licht (Wellenlängengebiet von etwa $50\,\mu\mu$ Breite) ausgeführt. Das Ergebnis ist, daß diese Metalle nur einen normalen Effekt aufweisen.

Inzwischen hat Simon Werner[3]) eingehende Messungen an Metallschichten veröffentlicht, die durch Kathodenzerstäubung hergestellt wurden, und im besonderen die außerordentliche Abhängigkeit der Empfindlichkeit der Schicht von dem umgebenden Gase dargetan.

R. Pohl verwendet Schichten, die nach dem Verfahren von Leithäuser[4]) hergestellt und unter Berührung mit Luft in die lichtelektrische Zelle gebracht wurden. In der vorliegenden Arbeit wurden die Schichten in derselben Zelle hergestellt, in der sie nachher auf ihre lichtelektrischen Eigenschaften untersucht wurden, ohne mit anderen Gasen als mit Wasserstoff vom Druck $\leqq 0{,}5$ mm Hg in Berührung gewesen zu sein.

Man wird Bedenken tragen, diesen Spiegeln die gleichen Eigenschaften wie Spiegeln aus dickem Metall zuzuschreiben, da man nicht weiß, in welcher Weise sich die Metallteilchen z. B. an der Strom-

---

[1]) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1044—1046, 1910.
[2]) R. Pohl, ebenda **11**, 339, 1909.
[3]) Simon Werner, Über lichtelektrische Elektronenemission bei Kathodenzerstäubungsschichten, Uppsala 1913. Akad. Buchdruckerei.
[4]) G. Leithäuser, ZS. f. Instrkde. **28**, 113, 1908.

leitung beteiligen und mit dem Gase reagieren, ob man daher nicht statt des reinen Metalles ein Gasmetall vor sich hat.

Der Begriff der „Reinheit der Metalloberfläche“ ist aber nur relativ. Im folgenden wird die Forderung nach einer „reinen Oberfläche“ abgeändert und dafür Herstellung unter solchen Verhältnissen verlangt, daß die Messungen reproduzierbar sind.

Es werden zweitens Schlüsse nur aus Messungen an solchen Schichten gezogen, für welche die optischen Konstanten der Metalle gelten.

I. Versuchsanordnung.

Das Licht einer Heraeus-Quarzquecksilberlampe wurde durch einen Quarzspektrographen üblicher Form[1]) spektral zerlegt[2]). Die Linie 254 $\mu\mu$ wurde aus dem Spektrum ausgeblendet und vermittelst einer Quarzlinse auf der zu untersuchenden Schicht abgebildet. Zwischen Linse und Schicht befand sich das Rochonprisma, bestehend aus zwei senkrecht zueinander orientierten 45° Quarzprismen, als Polarisator[3]) und eine amorphe Quarzplatte als Fenster der lichtelektrischen Zelle. Die Intensitäten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles waren fast gleich[4]).

Die zu untersuchende Schicht wurde im Innern einer Glaskugel K von 15 cm Durchmesser (Fig. 1) hergestellt; K trägt die fünf Ansätze A, A_1, A_2, A_3 und A_4, von denen A, A_1, A_2, A_4 in der Zeichenebene liegen, A_3 senkrecht dazu auf den Beschauer hin gerichtet ist.

Der Ansatz A (Durchmesser 6 cm) ist zu einem Planschliff B ausgebildet, durch ihn wird die zu bestäubende Glas- oder Quarzplatte P (Durchmesser 5 cm) eingeführt, die magnetisch drehbar ist um die Achse E. Die Platte P (Fig. 2) ist in einen Messingring F gefaßt, dessen Höhe 3 mm gleich der Dicke der Platte P ist. Auf F ist das Messingröhrchen G aufgelötet, das wiederum auf das verjüngte Ende des paraffinierten Glasrohres H (Durchmesser 2 cm) fest aufpaßt. Auf dem anderen Ende des Glasrohres H ist ein doppelter Streifen aus weichem Eisen J in der Art, wie Fig. 3 zeigt, befestigt. Das Glasrohr H trägt ein trichterförmiges Messingblech L zum Schutz

---

[1]) Vgl. z. B. R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 218, 1910; **13**, 474, 1911.

[2]) In den Spektrographen waren bei einer Reihe von Messungen einfache Quarzlinsen eingebaut, bei anderen Quarzflußspatachromate, für deren Überlassung ich Herrn Prof. v. Baeyer zu Dank verpflichtet bin. Eine Änderung in den Versuchsergebnissen war nicht zu bemerken.

[3]) Vgl. R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 610, 1909.

[4]) R. Pohl, ebenda, S. 611.

gegen zerstäubtes Metall. Die Isolation war immer gut; im Verlaufe der Messungen brauchte das Glasrohr nur einmal gereinigt zu werden. Das starre System $PFGHJL$ wird auf das Messingrohr M auf-

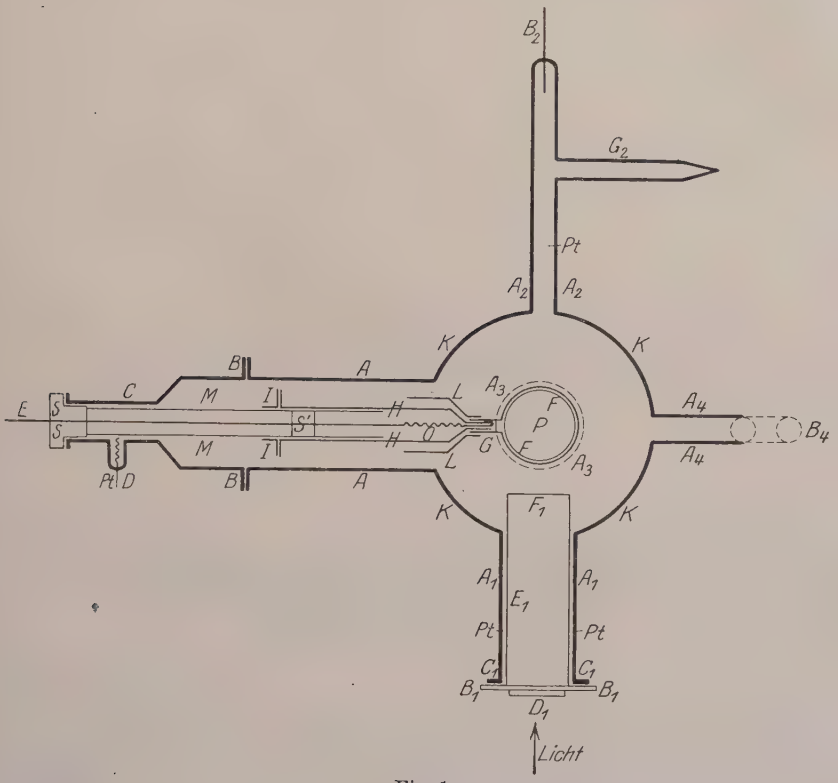

Fig. 1.

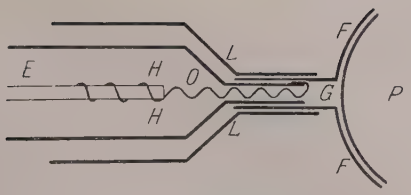

Fig. 2.

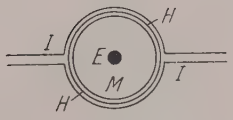

Fig. 3.

geschoben, das durch Reibung fest in dem Aufsatzstück C des Planschliffes B sitzt, der mit Marineleim gekittet wurde. Durch einen seitlich eingeschmolzenen Platindraht D können an M Potentiale angelegt werden. Das Rohr M ist möglichst zentrisch zu dem 3 mm

starken Messingstab E, der durch die Bernsteinstopfen S' und S zum Elektrometer führt. E ist in S und S auf C mit weißem Siegellack gekittet. Die Drehung des Systems $PFGHJL$ kann an einem Teilkreise abgelesen werden, der auf dem Ansatz A befestigt ist. Die leitende Verbindung zwischen E und G wird durch einen dünnen Messingdraht O bewerkstelligt, der um das Ende von E als Spirale gewickelt ist und zwischen Glasrohr H und Messingröhrchen G eingeklemmt wird. Der Kontakt zwischen E und F wurde jedesmal vor dem Zusammensetzen mit einem Ohmmeter geprüft; es war kein meßbarer Widerstand festzustellen.

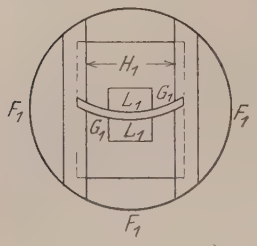

Fig. 4.

Durch den Ansatz A_1 fällt das ultraviolette Licht auf die Metallschicht P. Eine 2 mm dicke Messingscheibe B_1 vom Durchmesser 8 cm ist mit weißem Siegellack auf den Planschliff C_1 aufgekittet. Sie hat ein 2,5 cm weites zentrisches Loch, auf das eine amorphe Quarzplatte D_1 (Durchmesser 35 mm, Dicke 3 mm) mit weißem Siegellack aufgekittet ist. Auf der Scheibe B_1 sitzt das 4,8 cm weite und 13 cm lange Messingrohr E_1, das an seinem anderen Ende durch die Blende F_1 abgeschlossen wird. Die Form dieser Blende ist aus Fig. 4 ersichtlich. Der Spalt G_1 ist gekrümmt, er war nach einer Photographie der Spektrallinie an dieser Stelle angefertigt, seine Breite beträgt 2 mm, die geradlinige Entfernung H_1 2 cm. L_1 sind zwei aufgekittete Uranglasstückchen, deren eine Fläche nach der Form des Spaltes geschliffen war. Der Arm des Spektrographen wurde so gestellt, daß die eine Komponente des polarisierten Lichtes durch den Spalt auf die Schicht fiel, diese Komponente war dann nicht sichtbar, die andere Komponente war dagegen durch Fluoreszenz auf dem Uranglase zu sehen. Beim Einfallswinkel 0° betrug die kürzeste Entfernung der Stirnseite des Spaltes von der Platte P 4,5 cm, beim Einfallswinkel 90° 2 cm.

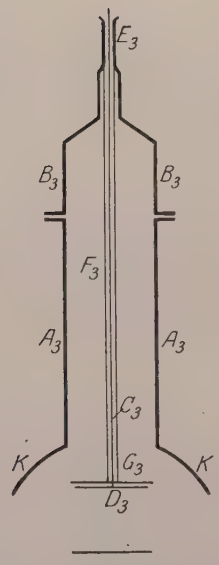

Fig. 5.

Der Ansatz A_2 hatte eine Weite von 1,5 cm. Durch das Palladiumröhrchen B_2 konnte der Apparat mit Wasserstoff, durch das Rohr C_2 mit Luft gefüllt werden.

Durch den Ansatz A_3 (Durchmesser 6 cm) wurde die Kathode D_3 aus dem zu zerstäubenden Metall eingeführt (Fig. 5). Die Stromzuführung geschah durch den 2 mm starken Kupferdraht C_3, der mit D_3 verlötet und bei E_3 mit weißem Siegellack in das Aufsatzstück B_3 eingekittet war. Die Kittung $A_3 B_3$ geschah durch Marineleim. Der Kupferstab C_3 war durch ein Glasrohr F_3, die Rückseite der Kathode durch die Glimmerscheibe G_3 (Durchmesser 5,4 cm) abgedeckt. Die Kathode bestand aus einem Blech, dessen Durchmesser 5 cm betrug. Die Entfernung der Kathode von der horizontal gestellten Platte P betrug 4,5 cm, bei vertikaler Stellung von P dagegen 2 cm.

Der 2 cm weite Ansatz A_4 führte zu einem U-Rohr B_4 (Fig. 6), zu dem Hahn H_4, dem Geißlerröhrchen C_4, dem Schliff D_4, dem mit

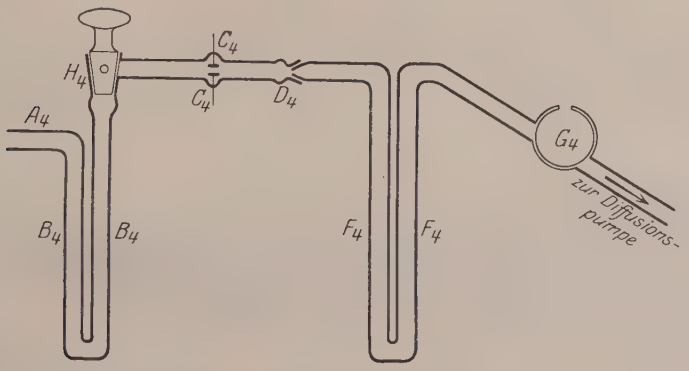

Fig. 6.

echten Goldblättern beschickten U-Rohr F_4, dem Dewarschen Gefäß G_4, von da zur Gaedeschen Diffusionspumpe, zum Mac Leod-Manometer und zur rotierenden Gaedepumpe, die als Vorpumpe wirkte. Das Gefäß G_4 wurde mit flüssiger Luft gekühlt, um die Hg-Dämpfe der Diffusionspumpe auszufrieren, das Gold in F_4 diente dazu, die Hg-Dämpfe abzuhalten, wenn nur mit der rotierenden Gaedepumpe evakuiert wurde; das U-Rohr B_4 wurde mit flüssiger Luft gekühlt, um das Eindringen der Fettdämpfe der Hähne und Schliffe in das Hauptvakuum zu verhindern. Das Innere der Kugel K war gut versilbert und leicht berußt, die drei eingeschmolzenen Platindrähte Pt ermöglichten es, an die Silberbelegung Potentiale anzulegen.

Zur Messung des Photostromes diente ein Elektrometer nach Dolezalek mit einer Empfindlichkeit von 2000 mm für 1 Volt bei einem Skalenabstand von 2 m. Die Nadel war mit dem positiven Pol einer Akkumulatorenbatterie von + 125 Volt Spannung ver-

bunden, deren negativer Pol geerdet war. Das eine Quadrantenpaar $Q_1\,Q_2$ lag direkt an Erde (Fig. 7), das andere $Q_3\,Q_4$ war mit der Schicht P verbunden und über den hohen Widerstand W gleichfalls zur Erde abgeleitet. Die Silberhülle, das Metallrohr E_1 und die Kathode D_3 wurden durch den positiven Pol der Akkumulatorenbatterie auf + 125 Volt aufgeladen; ob das Schutzrohr M ebenfalls mit dem positiven Pol der Batterie verbunden oder zur Erde abgeleitet war, blieb für die Ergebnisse ohne Einfluß. Der Widerstand W bestand aus einem Borsäure-Mannitwiderstand w_1 nach den

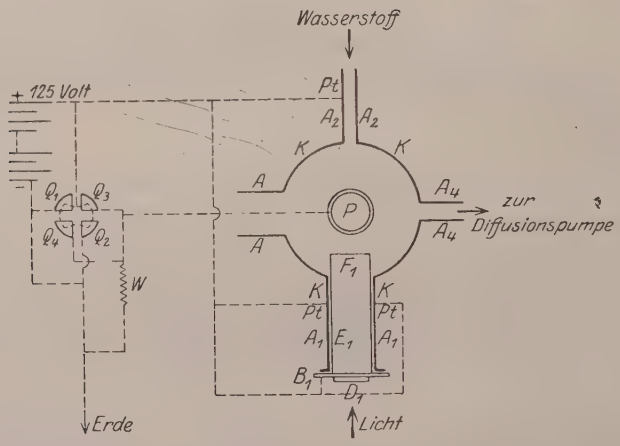

Fig. 7.

Angaben von R. Pohl [1]), er betrug $w_1 = 5 \cdot 10^9$ Ohm, zu dem meist noch ein Bronsonwiderstand $w_2 = 1{,}5 \cdot 10^{10}$ Ohm [2]) hinzugesetzt wurde. Der Widerstand sowie alle Zuleitungen zum Elektrometer und zur Schicht befanden sich in geerdeten Metallhüllen.

II. Herstellung der Metallschichten.

Nach sorgfältigem Auspumpen [3]) unter Erwärmen der Glaskugel K wurde mit Wasserstoff gefüllt, bis das Mac Leod einen Druck von 0,5 mm Hg anzeigte [4]). Darauf wurde zur Reinigung 15 Minuten

[1]) Sammlung Vieweg 1914, S. 6.

[2]) Bei einer angelegten Spannung von 0,1 bis 0,05 Volt. Für Überlassung dieses Widerstandes möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Prof. Regener (Stuttgart) meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

[3]) Die Prüfung des Vakuums erfolgte durch das Geisslerröhrchen C_4 (Fig. 6). Es wurde ausgepumpt, bis keine Entladung mehr hindurchging.

[4]) Werden die Schichten bei geringerem Druck gebildet, so sind sie nicht gut definierbar. Simon Werner, a. a. O., S. 25.

zerstäubt. Den Strom lieferte eine Akkumulatorenbatterie von 3000 Volt mit geeignetem Vorschaltwiderstand von Jodcadmium in Amylalkohol. Auf der horizontal gestellten Platte P lag zunächst eine Schutzscheibe aus Aluminium, die P bis auf einen 1 mm breiten Rand abdeckte. Dann wurde wieder mit der Diffusionspumpe abgepumpt, die H_2-Füllung erneuert, durch Drehen der Platte P die Schutzplatte abgeworfen, die Platte P wieder horizontal gestellt und der Strom geschlossen zur Herstellung der zu untersuchenden Schicht. Dieses Verfahren gelangte jedesmal bei Beginn einer neuen Meßreihe zur Anwendung. Da die Schutzplatte nur 4,8 cm, die Platte P 5 cm Durchmesser hatte, wurde schon bei dem Reinigungsverfahren ein dicker Metallring gebildet, der einen sicheren Kontakt der Schichten mit der Fassung von P gewährleistete.

Nachdem unter den angegebenen Vorsichtsmaßregeln eine Metallschicht gebildet war, wurde sofort mit der Diffusionspumpe abgepumpt und frühestens nach Verlauf von 30 Minuten an der Schicht eine Messung des Photostromes vorgenommen. Nach Beendigung der Messung wurde das Verfahren wiederholt.

Am Ende der Versuchsreihe wurde die Platte P mit der Schicht herausgenommen und die Dicke dieser durch Wägung bestimmt. Man erhält so nur eine angenäherte Bestimmung, eine mittlere Dicke, da die Schichten nach dem Rande zu jedesmal dünner waren als in der Mitte [1]).

Als Beispiel sei folgende Dickenbestimmung einer Goldschicht mitgeteilt: Es betrug

Gewicht der Goldschicht	$p = 0{,}0020$ g,
Durchmesser der Schicht	$2r = 4{,}8$ cm,
Spezifisches Gewicht des Goldes	$s = 19{,}2$.

Hieraus ergibt sich die Dicke h der Schicht

$$h = \frac{p}{\pi r^2 s} = 60{,}4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}.$$

Der innere kreisrunde Teil (Durchmesser 3 cm) der Schicht, der allein vom Licht getroffen wurde, war etwa 10 Proz. dicker, als das Mittel angibt, nämlich $67 \cdot 10^{-7}$ cm, der äußere Rand $53 \cdot 10^{-7}$ cm. In den folgenden Tabellen sind die mittleren Dicken angegeben.

Für Herstellung der Schicht wurde eine Zeit von 60 Minuten benötigt in Abschnitten von 6 mal 5 und 30 Minuten. Die Zelle

[1]) Die Platte P befand sich außerhalb des Crookesschen Dunkelraumes. Bei früheren Versuchen hatte sich gezeigt, daß die Schichten zuweilen Löcher bekamen, wenn sie innerhalb des Crookesschen Dunkelraumes gebildet wurden.

erwärmte sich dabei merklich. Bei der Untersuchung von Simon Werner[1]) betrugen die Zerstäubungsperioden eine halbe Minute mit Pausen von drei bis vier Minuten. Zur Bildung einer Schicht von etwa $30 \cdot 10^{-7}$ cm Dicke brauchte er aber auch nur fünf Minuten, während hier der Strom 30 Minuten geschlossen bleiben mußte infolge der anderen experimentellen Anordnung.

III. Messungsergebnisse.

1. Gold. Die Kathode war ein kreisrundes Goldblech[2]) von 5 cm Durchmesser und 0,1 mm Dicke. Der Stromzuführungsdraht C_3 (Fig. 5) war mit Gold angelötet. Durch das Palladiumrohr wurde Wasserstoff zugelassen bis zu einem Druck von 0,5 mm Hg. Der Strom der Hochspannungsbatterie (3000 Volt) blieb dann 8, 2 und 30 Minuten, insgesamt 40 Minuten lang geschlossen. Die Stromstärke betrug im Mittel 10 Miliamp. Nach beendeter Zerstäubung wurde ausgepumpt und an der Schicht 35 Minuten danach der lichtelektrische Strom für die beiden Komponenten des einfallenden polarisierten Lichtes ($\mathfrak{E}\parallel$ und $\mathfrak{E}\perp$) bei den Einfallswinkeln $\varphi = 0$ bis 80° gemessen (Tab. 2).

Tabelle 2. Gold auf Glas.

Schichtdicke $40{,}3 \cdot 10^{-7}$ cm[3]). Alter der Schicht 35 Minuten, $\lambda = 254\,\mu\mu$.

	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\parallel$ Einfallsebene						Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\perp$ Einfallsebene					
φ	α_1	α_2	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$	α'_1	α'_2	α'	$\alpha\perp$	J_p	$\alpha\perp/J_p$
0	45,5	46,3	45,8	100	100	1,0	45,5	49	47	100	100	1,00
60	83,5	89	86,3	188,4	100,8	1,9	32,6	37,5	34,8	74	75,6	0,98
70	88,5	89	88,8	194	89,7	2,2	27,5	24,8	25,9	55,1	59,3	0,93
80	83	71,5	77,3	168,8	61,7	2,7	18,7	14	16,3	34,7	35,1	0,99
0	—	45,4	—	—	—	—	—	47	—	—	—	—

Die Kolonnen α_1 und α'_1 enthalten die Ausschläge des Elektrometers bei Drehung der belichteten Platte P (Fig. 1 und 2) um die Achse E im Sinne des Uhrzeigers gesehen in Richtung EP, die Kolonnen α_2, α'_2 die Ausschläge bei Drehung im entgegengesetzten Sinne; dabei sind diese und alle folgenden Ablesungen am Elektro-

[1]) Simon Werner, a. a. O., S. 17.

[2]) Chemisch reines Gold, bezogen von C. A. F. Kahlbaum in Berlin.

[3]) Hier und im folgenden sind nur Schichten berücksichtigt, für welche die Abhängigkeit des Photoeffektes von der Schichtdicke (für Au $30\,\mu\mu$ und darüber) ausgeschaltet war; vgl. S. Werner (a. a. O., S. 42 ff.), S. Partzsch und W. Hallwachs (Ann. d. Phys. **41**, 247, 1913), sowie eine demnächst folgende Arbeit des Verfassers.

meter bereits Mittel aus mindestens fünf Ablesungen. α, α' sind die Mittelwerte aus α_1 und α_2 bzw. α_1' und α_2'. Der Ausschlag beim Einfallswinkel 0^0 wurde gleich 100 gesetzt und die Ausschläge für die übrigen Einfallswinkel darauf bezogen (Kolonne $\alpha \parallel$ und $\alpha \perp$). J_s (J_p) ist die Intensität des absorbierten Lichtes, ausgedrückt in Prozenten der beim Winkel φ gleich 0^0 absorbierten Lichtmenge, falls das Licht senkrecht (parallel) zur Einfallsebene polarisiert ist, der elektrische Lichtvektor $\mathfrak{E}$ also parallel (senkrecht) zur Einfallsebene schwingt. Die Kolonnen $\alpha \parallel / J_s$ und $\alpha \perp / J_p$ geben endlich den Quotienten $\frac{\text{lichtelektrischer Strom}}{\text{absorbierte Lichtintensität}}$.

Die absorbierten Lichtintensitäten J_s und J_p sind mit Hilfe der Drudeschen Näherungsformeln[1]) berechnet:

$$J_s = \frac{4 \cdot n \cos\varphi \cdot 100}{n^2(1+k^2) \cdot \cos^2\varphi + 2n \cdot \cos\varphi + 1} \quad (\mathfrak{E} \parallel), \tag{1}$$

$$J_p = \frac{4 \cdot n \cos\varphi \cdot 100}{n^2(1+k^2) + 2n \cdot \cos\varphi + \cos^2\varphi} \quad (\mathfrak{E} \perp). \tag{2}$$

Durch Extrapolation werden für die Indizes n und k aus den Werten von W. Meier[2])

$$n = 1{,}06; \quad k = 1{,}95 \quad \text{für } \lambda = 274{,}9,$$
$$n = 0{,}92; \quad k = 1{,}243 \text{ für } \lambda = 257{,}3 \text{ gefunden:}$$
$$n = 0{,}9 \; ; \quad k = 1{,}25 \quad \text{für } \lambda = 254\,^3).$$

Die ganze Messung nahm 56 Minuten in Anspruch, so daß das Alter der Schicht am Schluß der Meßreihe 91 Minuten war. Die Änderung der Empfindlichkeit während dieser Zeit war gering.

Aus dem Beispiel in Tab. 2 geht hervor: Wenn der elektrische Lichtvektor senkrecht zur Einfallsebene schwingt, also für jeden Einfallswinkel φ $\parallel$ zur Oberfläche der Schicht, so ist der Photostrom annähernd proportional der absorbierten Lichtmenge; schwingt aber der elektrische Lichtvektor parallel zur Einfallsebene, hat er also für einen von Null verschiedenen Einfallswinkel eine zur Oberfläche der Schicht normale

---

[1]) Drude, Ann. d. Phys. **35**, 523, 1888.

[2]) W. Meier, ebenda **31**, 1017, 1910.

[3]) Die Formeln bleiben auch für Werte des Ausdruckes $n^2(1+k^2)$, die klein sind im Verhältnis zu 1, mit Abweichung von nur einigen Prozenten gültig. Vgl. R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 682, 1910 u. B. Walter, Die Oberflächen- oder Schillerfarben, Braunschweig 1895, S. 62.

Komponente, so ist der Quotient $\frac{\text{lichtelektrischer Strom}}{\text{absorbierte Lichtintensität}}$ von 1 verschieden und wächst mit dem Einfallswinkel. Das charakteristische Merkmal für das Vorhandensein eines selektiven Effekts ist mithin gegeben. Allerdings erreicht das Verhältnis $\alpha\,/J_s$ nicht die hohen Werte (50 und darüber) wie bei den Alkalimetallen, aber man weiß ja auch noch nicht, an welcher Stelle der Kurve man sich befindet, welche die Intensität des Photostromes in Abhängigkeit von der Wellenlänge darstellt. Es wird daher nur von einer Andeutung eines selektiven Effekts gesprochen werden können.

Die optischen Konstanten im Ultraviolett für Au-Zerstäubungsschichten sind meines Wissens noch nicht gemessen. Man wird daher annehmen wollen, daß für eine solche durch kathodische Zerstäubung hergestellte Schicht nicht die optischen Konstanten eines Spiegels aus massivem Metall gelten[1]), daß es also möglich sei, durch geeignete Wahl von Werten für n und k die Zahlen J_s mit den Zahlen $\alpha\,|$ in Übereinstimmung zu bringen, und daß dann die Zahlen J_p, die jetzt auf Grund der gewählten Werte für n und k berechnet sind, nicht erheblich von den in Tab. 2 angegebenen abweichen.

Zur Widerlegung dieses Einwandes soll gezeigt werden, daß es nicht möglich ist, ein Wertepaar n, k zu finden, das die Reihen $\alpha\,||$ und $\alpha\perp$ (oder J_p) gleichzeitig befriedigt.

Bezeichnen $J_{p\,o}$, $J_{p\,\alpha}$ die bzw. bei den Einfallswinkeln 0^0 und α^0 absorbierten Lichtintensitäten, falls der elektrische Lichtvektor $\mathfrak{E}\perp$ Einfallsebene schwingt; $J_{s\,o}$, $J_{s\,\alpha}$ in analoger Weise die absorbierten Lichtintensitäten, falls der elektrische Lichtvektor $\mathfrak{E}\,||$ Einfallsebene schwingt; a und p zwei Konstanten; so ist nach den Drudeschen Näherungsformeln

$$\frac{J_{p\,\alpha}}{J_{p\,o}} = \frac{[n^2(1+k^2)+2n+1].\cos\alpha}{n^2(1+k^2)+2n\cos\alpha+\cos^2\alpha} = p, \tag{3}$$

$$\frac{J_{s\,\alpha}}{J_{s\,o}} = \frac{[n^2(1+k^2)+2n+1].\cos\alpha}{n^2(1+k^2).\cos^2\alpha+2n\cos\alpha+1} = a. \tag{4}$$

Hieraus läßt sich n als Funktion von α, p, a darstellen:

$$n = \frac{a[\cos\alpha.\sin^2\alpha - p(1-\cos^4\alpha)] + p\cos\alpha.\sin^2\alpha}{2a\cos\alpha[p-\cos\alpha+\cos^2\alpha(1-p)] + 2p\cos\alpha(\cos\alpha-1)}. \tag{5}$$

[1]) W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910 findet, daß Zerstäubungsschichten aus Ni und Fe sich optisch anders verhalten als ein galvanisch niedergeschlagener Ni-Spiegel und ein Stahlspiegel.

Setzt man

$$d_1 = p\,(1 - \cos^4\alpha) = p\,(1 + \cos^2\alpha)\,.\sin^2\alpha,$$
$$d_2 = \cos\alpha\,.\sin^2\alpha, \quad d_2 < d_1,$$
$$d_3 = p\,.\cos\alpha\,.\sin^2\alpha,$$
$$d_4 = 2\cos\alpha\,[p - \cos\alpha + \cos^2\alpha\,(1 - p)],$$
$$d_5 = 2p\,.\cos\alpha\,(1 - \cos\alpha),$$
$$D = \frac{d_3}{d_1 - d_2}, \quad D' = \frac{d_5}{d_4}, \quad D'' = \frac{d_1 - d_2}{d_4},$$

so läßt sich n auf die Form bringen:

$$n = D'' : \frac{-a + D}{a - D'}.$$

D, D' D'' sind sämtlich positiv. Da n positiv ist, muß a zwischen den Grenzen D und D' liegen, also

$$a > D \text{ und gleichzeitig } a < D'$$

oder

$$a < D \quad „ \quad „ \quad a > D'.$$

Aus Tab. 2 entnimmt man für p den Wert 0,75 für $\alpha = 60^0$; es ergeben sich die Konstanten:

$$D = 0{,}857 \quad \text{und} \quad D' = 1{,}2; \quad \text{also} \quad 0{,}857 < a < 1{,}2.$$

Beobachtet ist aber (Tab. 2) $a = 1{,}88$.

Für $p = 0{,}6$ und $\alpha = 70^0$ (Tab. 2) ergeben sich die Grenzen

$$0{,}6 < a < 1{,}18.$$

Der Mittelwert aus allen Beobachtungen ist aber für $\alpha = 70^0$

$$a = 1{,}84; \quad p = 0{,}593 \text{ (Tab. 7, S. 390).}$$

Die Differenzen sind zu groß, als daß sie durch Versuchsfehler erklärt werden könnten. Obiger Einwand fällt daher, und die Existenz eines selektiven Photoeffektes beim Golde erscheint als gesichert.

Nach Messungen von S. Werner[1]) wächst die Empfindlichkeit[2]) dicker Schichten mit der Zeit, um sich nach einigen Stunden einem konstanten Werte zu nähern und dann wieder zu sinken[3]).

---

[1]) S. Werner, a. a. O., S. 32 ff. Eine Veränderlichkeit der Empfindlichkeit ist auch schon von anderen Forschern beobachtet worden, vgl. P. H. Dike, Phys. Rev. **32**, 631, 1911; Robinson, Phys. ZS. **13**, 276, 1912; R. A. Millikan-J. R. Wright, Phys. Rev. **34**, 68, 1912; Pohl und Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 546, 1912.

[2]) Unter „Empfindlichkeit" ohne weiteren Zusatz ist hier und im folgenden verstanden: Ausschlag des Elektrometers bei Belichtung der Schicht unter dem Einfallswinkel 0^0.

[3]) Auch der elektrische Widerstand nimmt mit der Zeit zu. A. Riede, Ann. d. Phys. (4) **45**, 908, 1914, beobachtet es an Cu-Schichten.

Ich habe ebenfalls eine Empfindlichkeitsänderung mit der Zeit feststellen können. Der Gang der Empfindlichkeit für die in Tab. 2 mitgeteilte Schicht ist in Tab. 3 enthalten.

Tabelle 3.

Alter der Schicht in Minuten	20	27	31	34	36	48	61	64	76	91
Ausschlag d. Elektrometers in mm	27,5	34	38	39,4	45,5	49	47	45,5	46,3	45,4

Die prozentuale Steigerung betrug 70 Proz. des Anfangswertes, der konstante Wert war bereits nach etwa 35 Minuten erreicht. Meist war jedoch die Effektsteigerung nicht so hoch, betrug nur wenige Prozente, und der lichtelektrische Strom erreichte schon nach 25 Minuten seinen maximalen Wert. Da außerdem bei verschiedenen Zeiten niemals eine wesentliche Änderung in den Verhältniszahlen $\alpha\parallel$ und $\alpha\perp$ bemerkt wurde, war man berechtigt im allgemeinen bei einem Alter der Schicht von etwa 35 Minuten mit den Messungen zu beginnen. Eine Abnahme der Empfindlichkeit zeigte sich innerhalb der kurzen Versuchsdauer nicht.

Fettdämpfe mußten auf das sorgfältigste vermieden werden. Bei älteren Messungen, die als Vorversuche angestellt waren, wurden statt der Kittungen vielfach Schliffe verwendet, die mit Ramsay-Fett gedichtet waren. Die Schichten zeigten dann oft eine etwas matt angelaufene Oberflächenfarbe, auch waren sie nicht grün, sondern rötlich in der Durchsicht. Die Empfindlichkeit schwankte stark von Schicht zu Schicht und die Zahlen $\alpha\parallel$ fielen bedeutend kleiner aus: statt einer Zunahme des Photostromes z. B. für $\varphi = 60^0$ um 88,4 Proz. (Tab. 2) erhielt man nur 30 Proz. Bei Ausschluß von Fettdämpfen zeigten die Schichten dagegen Abweichungen in der Empfindlichkeit von 5 Proz., selten höher bis zu 15 Proz., ebenso die Zahlen $\alpha\parallel$. Zum Teil kann man hierfür die verschieden genaue Einstellung des Lichtes und der Schicht bei der Drehung, zum Teil die Veränderlichkeit des Widerstandes W verantwortlich machen, aber auch Kittdämpfe werden dabei eine Rolle gespielt haben.

Nach Erreichen der Konstantempfindlichkeit änderten sich auch die Zahlen $\alpha\perp$ und $\alpha\parallel$ nicht mehr, selbst nach 15 stündigem Warten (Tab. 4). Es war dabei nicht einmal nötig, dauernd mit flüssiger Luft zu kühlen. Offenbar war die Schicht nach dem Erkalten genügend widerstandsfähig gegen Kitt- und Fettdämpfe.

Tabelle 4. Schichtdicke $84{,}9 \times 10^{-7}$ cm[1]).

φ	Alter 30 Minuten				Alter 15 Stunden			
	$\alpha\parallel$	$\alpha\parallel/J_s$	$\alpha\perp$	$\alpha\perp/J_p$	$\alpha\parallel$	$\alpha\parallel/J_s$	$\alpha\perp$	$\alpha\perp/J_p$
0	100	1,00	100	1,00	100	1,00	100	1,00
60	159,5	1,58	75,5	1,00	162	1,61	79	1,04
70	166,5	1,86	63	1,06	165,5	1,84	58	0,98
80	157,5	2,55	38,5	1,1	157,5	2,55	—	—

Wurde jedoch Zimmerluft in die Zelle eingelassen und stand die Schicht 21 Stunden lang mit der Luft in Berührung, so nahm die Empfindlichkeit der Schicht ab[2]), etwa im Verhältnis 2:1 (Tab. 5) und die Zahlen $\alpha\parallel$ wurden erheblich kleiner.

Tabelle 5. Schichtdicke $40{,}3 \times 10^{-7}$ cm.

φ	Vor Zulassen der Luft Alter 30 Minuten		Nach Zulassen der Luft Alter 22 Stunden	
	α	$\alpha\parallel$	α	$\alpha\parallel$
0	29,7	100	13,1	100
60	51,1	172	18,4	140
70	52	175	17,2	130

Ob das Vorhandensein des Wasserstoffs notwendige Bedingung für das Zustandekommen des selektiven Photoeffekts ist, wie Hallwachs und Wiedmann[3]) annehmen, kann hiermit natürlich nicht entschieden werden. Auch wenn die Schichten in einem anderen Gase (Stickstoff oder Helium) hergestellt würden (wie als Ergänzung zu der vorliegenden Arbeit beabsichtigt), könnte man nicht mit Sicherheit erkennen, inwiefern der Wasserstoff, der vom Metall okkludiert ist, einen Effekt begünstigt oder die an dem Metall angelagerte Gasschicht ihn verhindert.

Die Empfindlichkeit der Schichten ist unabhängig von der Stromstärke, mit der zerstäubt worden ist (Simon Werner, a. a. O., S. 27). Das gleiche zeigte sich hier auch für die Verhältniszahlen $\alpha\parallel$ und $\alpha\perp$ (Tab. 6). Die Unterschiede in den Zahlen α dieser

[1]) Diese Schicht war auf Quarz als Unterlage gebildet, vgl. dazu im folgenden S. 390, Tab. 7.

[2]) Vgl. S. Werner, a. a. O., S. 36 f., der findet, daß Pt- und Bi-Schichten durch Berührung mit Luft unempfindlicher werden.

[3]) G. Wiedmann und W. Hallwachs, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 107, 1914; G. Wiedmann, ebenda **17**, 343, 1913 u. **18**, 333, 1916; W. Hallwachs im Handb. d. Radiologie **3**, 364. Leipzig 1916. Vgl. ferner: K. Fredenhagen, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 201, 1914: H. Küstner, Phys. ZS. **15**, 68, 1914; S. Werner, a. a. O., S. 65.

Tabelle können noch durch Versuchsfehler erklärt werden. Es wäre ja denkbar, daß durch die verschieden starke Erwärmung der Schicht ein Einfluß ausgeübt wird.

Tabelle 6. Schichtdicke in cm.

φ	$48{,}9 \times 10^{-7}$		$28{,}8 \times 10^{-7}$		$63{,}3 \times 10^{-7}$	
	Stromstärke in Milliampere					
	5		7		10	
	$\alpha \parallel$	$\alpha \perp$	$\alpha \parallel$	$\alpha \perp$	$\alpha \parallel$	$\alpha \perp$
0	100	100	100	100	100	100
60	180	77,8	182	74	186	73,5
70	188	61	190	60,3	199	56,1
80	163	39	170	38,9	176	37,3

Eine Anzahl Schichten wurde auch auf Quarz als Unterlage gebildet. Diese zeigten etwas geringere Werte für die Zahlen $\alpha \parallel$. Die Schichten auf Quarz, auch die dicksten, sahen im reflektierten Licht durchweg etwas hellgelber aus als die auf Glas.

In Tab. 7 werden zum Schluß die Mittelwerte aus 10 Schichten auf Glas und 3 Schichten auf Quarz mitgeteilt.

Tabelle 7. Mittelwerte.

	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene				Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene			
Schicht . . .	$\varphi = 0^0$	60^0	70^0	80^0	$\varphi = 0^0$	60^0	70^0	80^0
auf Glas . .	100	175	184	163	100	77,5	59,3	38,4
auf Quarz .	100	160	171	156	100	75,5	61,4	38,4

2. Kupfer. Als zweites Metall wurde Cu gewählt. Die Kathode bestand aus einem kreisrunden Blech aus reinstem elektrolytischen Kupfer[1]), Durchmesser 5 cm, Dicke 1 mm. Das Metall wurde wieder

Tabelle 8. Kupfer.

Schichtdicke $74{,}4 \times 10^{-7}$ cm. Alter der Schicht 22 Minuten. $\lambda = 254\ \mu\mu$.

φ	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene						Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene					
	α_1	α_2	α	$\alpha \parallel$	J_s	$\alpha \parallel / J_s$	α'_1	α'_2	α'	$\alpha \perp$	J_p	$\alpha \perp / J_p$
0^0	38,3	38,7	38,3	100	100	1,0	39,7	40,1	39,9	100	100	1,00
60^0	65,7	66,6	66,2	172,8	125,4	1,4	27,6	29,2	28,4	71,2	69	1,05
70^0	68,7	67,2	68	177,5	109,4	1,6	22,2	23,5	22,3	55,9	53	1,05
80^0	54,2	60,8	57,5	150	84	1,8	14	14	14	35,1	30,3	1,16
0^0	—	37,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

[1]) Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen.

in Wasserstoff von etwa 0,5 mm Druck mit einem Strom von etwa 10 Milliamp. auf Glas zerstäubt. Die Messungen an einer Cu-Schicht, zu deren Herstellung der Strom 60 Minuten (in Intervallen von 10, 10 und 40 Minuten) geschlossen war, sind in Tab. 8 wiedergegeben.

Die Bezeichnungen entsprechen denen der Tab. 2.

Die absorbierten Lichtintensitäten sind berechnet auf Grund der optischen Konstanten $n = 1{,}4$, $k = 1$ für $\lambda = 254\,\mu\mu$, die man durch Interpolation aus den von Minor[1]) für $\lambda = 231,3\,\mu\mu$ ($n = 1{,}388$; $n = 1{,}049$) und für $\lambda = 257,3\,\mu\mu$ ($n = 1{,}401$; $k = 1{,}004$) angegebenen findet.

Aus Tab. 8 erkennt man: Wenn der elektrische Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene schwingt, so ist der Photostrom annähernd proportional der absorbierten Lichtmenge, schwingt aber der elektrische Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene, so ist der Quotient $\frac{\text{lichtelektr. Strom}}{\text{absorb. Lichtintensität}}$ von 1 verschieden und wächst mit dem Einfallswinkel. Es deutet sich also auch beim Cu ein selektiver Effekt an.

Wendet man wieder auf die Zahlenreihen $\alpha \parallel$ und $\alpha \perp$ die Überlegungen von S. 387 an, so zeigt sich auch hier, daß es nicht möglich ist, ein Wertepaar n, k zu finden, das den beiden Reihen gleichzeitig genügt.

Die Messung nahm 70 Minuten in Anspruch; die Empfindlichkeit der Schicht blieb während dieser Zeit annähernd die gleiche. Mit Cu wurden im ganzen sieben Meßreihen aufgenommen und bei allen diesen wurde keine wesentliche Empfindlichkeitsänderung mit der Zeit beobachtet, im Gegensatz zum Verhalten der Goldschichten. Es mag dies daran liegen, daß das unedlere Kupfer bereits von Anfang an durch Gasreste in höherem Maße als Gold verunreinigt ist. Es war ohne erkennbaren Einfluß, ob die Schicht hintereinander, d. h. ohne Stromunterbrechung gebildet wurde oder in Intervallen. Wahrscheinlich waren alle Intervalle schon so groß, daß eine merkliche Erwärmung der Schichten eintrat.

Tabelle 9.

	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene				Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene			
	$\varphi = 0^0$	60^0	70^0	80^0	$\varphi = 0^0$	60^0	70^0	80^0
Nach Pohl .	100	73,3	56,2	—	100	115,1	100,6	—
Nach Tab. 8 .	100	71,2	55,9	35,1	100	172,8	177,5	150

[1]) Minor, Ann. d. Phys. (4) **10**, 581, 1903.

Die Werte $\alpha\perp$ stehen in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Pohl[1]), nicht so die Werte $\alpha\parallel$ (Tab. 9).

Wurde eine Cu-Schicht im Vakuum sich selbst überlassen, so änderten sich die Zahlenreihen $\alpha\parallel$ und $\alpha\perp$ nicht wesentlich (Tab. 10), auch wenn die Kühlung des U-Rohres B_4 (Fig. 6) mit flüssiger Luft unterbrochen wurde.

Tabelle 10. Schichtdicke $85{,}8\times10^{-7}$ cm. $\lambda = 254\,\mu\mu$.

φ	Alter 29 Minuten		Alter 12 Stunden	
	$\alpha\parallel$	$\alpha\perp$	$\alpha\parallel$	$\alpha\perp$
0	100	100	100	100
60	172	73,8	167	72,4
70	181	55,2	173	54,2
80	155	38,2	152	34

Die Mittelwerte für fünf Cu-Schichten zeigt Tab. 11.

Tabelle 11. Mittelwerte.

Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\parallel$ Einfallsebene				Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\perp$ Einfallsebene			
0^0	60^0	70^0	80^0	0^0	60^0	70^0	80^0
100	168	174	150	100	72,4	55,4	35,9

Die Tatsache, daß für Cu-Schichten ein selektiver Effekt festgestellt wurde, scheint zunächst im Widerspruch zu stehen zu dem Ergebnis der Untersuchung von Pohl[2]), der findet, daß derartige Cu-Schichten nur einen normalen Effekt aufweisen. Dieser Gegensatz klärt sich, sobald man die verschiedene experimentelle Anordnung berücksichtigt. Dort wurden die Kupferschichten in einem besonderen Gefäß hergestellt und dann in die lichtelektrische Zelle gebracht, dabei kamen sie notwendig mit Luft in Berührung. Hier werden die Schichten untersucht, ohne daß andere Gase als Wasserstoff vom Druck 0,5 mm Zutritt zur Metallschicht haben. Um den Einfluß der Luft festzustellen, wurde an einer Kupferschicht der lichtelektrische Strom wie zuvor gemessen, dann wurde Zimmerluft bis Atmosphärendruck zugelassen und nach 20 Minuten aufs sorgfältigste abgepumpt, danach wieder der lichtelektrische Strom

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 1909. Vgl. hierzu auch S. 377 dieser Arbeit.

[2]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 1909.

gemessen (Schicht 1, Tab. 12). Bei einer zweiten Messung (Schicht 2, Tab. 12) wurde die Luft etwa 15 Stunden mit der Cu-Schicht in Berührung gelassen.

Tabelle 12.

1. Schicht $85{,}8 \times 10^{-7}$ cm.

φ	Vor Zulassen von Luft				Nach Zulassen von Luft (20 Minuten)			
	α	$\alpha \parallel$	α'	$\alpha \perp$	α	$\alpha \parallel$	α'	$\alpha \perp$
0^0	44,5	100	36,6	100	5,6	100	5,3	100
60^0	76,5	172	27	73,8	8,4	150	3,45	72,6
70^0	80,6	181	20,2	55,2	8,6	154	2,75	52
80^0	68,9	155	14	38,2	7,15	128	1,88	35

2. Schicht 56×10^{-7} cm

	Vor Zulassen von Luft				Nach Zulassen von Luft (15 Stunden)			
0^0	59,1	100	54,7	100	7,4	100	—	—
60^0	98,5	167	39,5	72	9,2	124	—	—
70^0	100,1	169	29,9	54,7	—	—	—	—
80^0	83,5	141	19	35	—	—	—	—

Durch Berührung mit Luft wird also, wie bei Au, die Empfindlichkeit der Schicht stark vermindert, für Cu-Schichten im Verhältnis 8 : 1. Zweitens wird der selektive Effekt bei Schicht 1 nach einem Aufenthalt von 20 Minuten in Luft erheblich herabgedrückt; bei Schicht 2 nach 15 Stunden völlig zum Verschwinden gebracht. Die Zahlen $\alpha \parallel$ (100, 124) schließen sich den Zahlen für die absorbierte Lichtintensität sehr gut an (100, 125, Tab. 8). Die Zahlen $\alpha \perp$ zeigen dagegen in keinem Falle eine wesentliche Änderung; die Gashaut, die sich wahrscheinlich an dem Metall anlagert und das Entweichen der Elektronen des selektiven Effektes hindert, scheint also auf die Werte der optischen Konstanten ohne wesentlichen Einfluß zu sein.

Bezüglich der Rolle des Wasserstoffes vgl. man das zu Au auf S. 389 Gesagte.

3. Silber. Die Messungen an Silber führten zu keinem sicheren Ergebnis.

Die Kathode war ein Blech aus Feinsilber[1]) vom Durchmesser 5 cm, die Dicke betrug 0,2 mm. Die Versuchsbedingungen waren im übrigen die gleichen wie bei Au und Cu. Die Ergebnisse der Messungen an einer Schicht von $63{,}2 \times 10^{-7}$ cm Dicke (Zerstäubungszeit 45 Minuten, Stromstärke 10 Milliamp.) sind in Tab. 13 mitgeteilt.

[1]) Bezogen von Roessler, Berlin.

Tabelle 13. Ag auf Glas.
Schichtdicke $63{,}2 \times 10^{-7}$ cm. Alter der Schicht 30 Minuten. $\lambda = 254\,\mu\mu$.

	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene						Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene					
φ	α_1	α_2	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$	α'_1	α'_2	α'	$\alpha\perp$	J_p	$\alpha\perp/J_p$
0^0	81	81,5	80	100	100	1,0	84,5	91	86	100	100	1,00
60^0	116	117,5	116,7	146	114,6	1,3	67,4	69,8	68,6	79,8	69,4	1,15
70^0	119,8	117	118,4	148	110	1,35	54,2	51,1	52,6	61,2	53,1	1,15
80^0	107,3	100	103,7	130	85,2	1,5	35,8	33	34,4	40	30,4	1,3
0^0	—	77,5	—	—	—	—	81,7	—	—	—	—	—

Die Empfindlichkeit ein und derselben Schicht variierte stark mit der Zeit, auch von Schicht zu Schicht betrugen die Unterschiede bis zu 40 Proz.[1]). Mit dem Auge war niemals eine Verunreinigung der Oberfläche wahrzunehmen, und in der Durchsicht waren alle Schichten blau. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die verschieden starke Erwärmung des Metalles bei den verschieden großen Zerstäubungszeiten und damit in Zusammenhang der Gehalt an Gas bzw. Reaktionsprodukten mit den Gasresten (Kittdämpfen) von Einfluß ist.

Die Verhältnisse $\alpha\parallel/J_s$ sind von 1 verschieden, aber auch die Verhältnisse $\alpha\perp/J_p$ sind größer als 1 und zu groß, als daß die Abweichungen durch Versuchsfehler noch zu erklären wären. Bei Silberschichten wurden die Zahlen I_p niemals mit so guter Annäherung erreicht wie bei Au und Cu. Aus diesem Grunde allein schon soll vorläufig kein Schluß auf das Vorhandensein eines selektiven Effektes gezogen werden. Allerdings sind die Zahlen $\alpha\perp$ nicht mit den Zahlen $\alpha\parallel$ gleichzeitig durch ein Wertepaar n, k zu befriedigen, wie eine Anwendung der Diskussion S. 386 auf Tab. 13 zeigt, und man könnte die Andeutung eines selektiven Effektes für wahrscheinlich halten.

Es kommt eine weitere Unsicherheit hinzu. Die Zahlen I_s und I_p folgen aus den optischen Konstanten für Ag $n = 1{,}51$; $k = 0{,}88$ ($\lambda = 254\,\mu\mu$). Minor[2]) gibt an für $\lambda = 257{,}3\,\mu\mu$ $n = 1{,}531$; $k = 0{,}84$; für $\lambda = 250\,\mu\mu$ $n = 1{,}488$; $k = 0{,}916$. Aus diesen Werten sind obige durch Interpolation berechnet. Nun zeigt aber Silber im Gebiete $\lambda = 280$ bis $\lambda = 230\,\mu\mu$ anomale Dispersion. Infolgedessen sind wahrscheinlich die der Berechnung zugrunde gelegten Werte der optischen Konstanten mit erheblichen Fehlern behaftet.

Zur Berechnung von n und k aus den beobachteten Werten $\alpha\perp$ würden die Drudeschen Formeln nicht geeignet sein, da sich

[1]) Vgl. S. Werner, a. a. O., S. 52.
[2]) R. S. Minor, Ann. d. Phys. **10**, 617, 1903.

sowohl Zähler wie Nenner des Ausdruckes für n, den man aus (3) und (4) S. 386 erhält, als kleine Differenzen kleiner Größen darstellen.

4. Platin. Auch die Messungen an Platin waren erfolglos.

Die Kathode bestand aus einem kreisrunden Platinblech[1]) von 5 cm Durchmesser und 0,1 mm Dicke. Der Zerstäubungsstrom hatte eine Intensität von 10 Milliamp., die Gasfüllung war H_2 vom Druck 0,5 mm.

Platin zerstäubt langsamer als die vorher benutzten Metalle, wie schon S. Werner angibt[2]). Um eine Schicht von $69{,}7 \times 10^{-7}$ cm Dicke herzustellen, blieb der Strom 100 Minuten geschlossen, und zwar in folgenden Intervallen: Strom 15 Minuten geschlossen, 15 Minuten Unterbrechung, während dieser H_2-Füllung erneuert, Strom 60 Minuten geschlossen, 15 Minuten Unterbrechung, keine neue H_2-Füllung, Strom 25 Minuten geschlossen. Die lichtelektrischen Messungen an dieser Schicht begannen 30 Minuten nach Unterbrechung des Stromes. Konstantempfindlichkeit der Schicht wurde erst nach 113 Minuten erreicht und die dann folgenden Messungen sind in Tab. 14 mitgeteilt, in der die Bezeichnungen den früheren entsprechen.

Tabelle 14. Pt auf Glas.

Schichtdicke $69{,}7 \times 10^{-7}$ cm. Alter der Schicht 113 Minuten. $\lambda = 254\ \mu\mu$.

φ	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene						Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene					
	α_1	α_2	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$	α'_1	α'_2	α'	$\alpha\perp$	J_p	$\alpha\perp/J_p$
0^0	18,5	19,2	19	100	100	1,00	20,1	19	19,5	100	100	1,00
60^0	28,9	28,6	28,8	151,6	115	1,32	14,9	14,1	14,5	74,4	68,1	1,09
70^0	30,4	29,7	30,1	158,4	109,2	1,45	11,9	11,9	11,9	61	51,4	1,19
80^0	25,5	22,6	24,1	127	81,9	1,55	7,8	—	7,8	40	29,1	1,37
0^0	—	19,2	—	—	—	—	—	19,5	—	—	—	—

Die Zahlen I_s und I_p sind wieder nach den Drudeschen Näherungsformeln berechnet. Für n ist der Wert 1,145; für k der Wert 1,39 angenommen. Meier gibt an[3]) für $\lambda = 257{,}3$ $n = 1{,}171$; $k = 1{,}411$; für $\lambda = 274{,}9\ \mu\mu$ $n = 1{,}294$; $k = 1{,}513$. Durch Extrapolation findet man obige Werte.

Da $\alpha\perp/J_p > 1$ ist, wenn φ von 0 verschieden, ist ein Schluß auf das Vorhandensein eines selektiven Effektes nicht sicher genug, wenn auch hier wieder die Zahlenreihen $\alpha\perp$ und $\alpha\parallel$ nicht gleichzeitig durch ein Wertepaar n, k zu erfüllen sind (vgl. S. 386).

[1]) Aus dem Platinschatz des Phys. Inst. d. Landw. Hochsch. Zur Reinigung war es stark ausgeglüht worden in der Bunsenflamme und im Gebläse.

[2]) S. Werner, a. a. O., S. 48.

[3]) W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1027, 1910.

Unregelmäßigkeiten waren bei dieser Schicht und allen anderen Pt-Schichten, von denen im ganzen fünf Stück in dieser Weise untersucht wurden, nicht wahrzunehmen; die Schichten waren in der Durchsicht rötlich.

Es zeigte sich jedoch auch hier wieder, daß die Empfindlichkeit der Schicht wesentlich davon abhing, ob ohne Unterbrechung oder in Abschnitten zerstäubt wurde. Die Gründe hierfür mögen ähnlicher Natur sein wie beim Silber. Die Werte $\alpha\perp$ der Tab. 14 stimmen mit den Angaben von Pohl[1]) befriedigend überein, während die Zahlen $\alpha\parallel$ abweichen [Tab. 15[2])].

Tabelle 15.

	Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\parallel$ Einfallsebene				Elektr. Lichtvektor $\mathfrak{E}\perp$ Einfallsebene			
	0^0	60^0	70^0	80^0	0^0	60^0	70^0	80^0
Nach Pohl . .	100	140,5	134,8	—	100	74,6	57,1	—
Nach Tab. 14[3])	100	156	160,7	125,5	100	76,3	60,8	39,1

Da die Werte $\alpha\perp$ nicht mit den Zahlen I_p in Einklang zu bringen sind, scheint es, daß die optischen Konstanten des Metalles für die hier untersuchten Schichten nicht gelten[4]). Wie stark die Werte der optischen Konstanten eines Platinblechs von der Art, wie das Platin vorher „gereinigt" ist, abhängen, hat v. Wartenberg[5]) gezeigt.

Über die Unmöglichkeit, die optischen Konstanten aus den Werten $\alpha\perp$ zu berechnen, vgl. S. 394.

Auffallend ist auch die geringe Empfindlichkeit der Platinschichten. Während Werner[6]) für $\lambda = 254\ \mu\mu$ findet, daß die Metallschichten sich nach ihrer Empfindlichkeit in die Reihe **Ag–Pt–Au–Cu** ordnen, tritt hier Pt an die letzte Stelle: **Ag–Au–Cu–Pt.** Man kann dieses Verhalten wohl auch als einen Beweis dafür ansehen, in wie hohem Maße die Intensität des Photostromes an Pt von der Qualität und Quantität der absorbierten Gase abhängt.

---

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 1909, legt seinen Berechnungen zugrunde $n = 1{,}3$; $k = 1{,}4$, da die Messungen von Meier noch nicht bekannt waren. In die Tab. 11 seiner Messungen an Pt hat sich ein Rechenfehler eingeschlichen; es muß für $\varphi = 60^0$ heißen: absorb. Lichtintens. $J_p\,(\mathfrak{E}\perp) = 66$, Photostrom/$J_p = 1{,}13$ und absorb. Lichtintens. $J_s\,(\mathfrak{E}\parallel) = 121$, Photostrom/$J_s = 1{,}16$.

[2]) Der Unterschied ist wohl, wie beim Cu, durch den Einfluß der Luft zu erklären.

[3]) Mittelwerte aus Tab. 14 und Messungen an einer zweiten Schicht von $67{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm Dicke.

[4]) W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.

[5]) v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 117, 1910.

[6]) S. Werner, a. a. O., S. 65.

Nachdem für Au und Cu das Vorhandensein eines selektiven Photoeffektes festgestellt ist, wird sich die Frage nach der Lage des Resonanzmaximums erheben.

Messungen wurden nur an Au ausgeführt. Tab. 16 enthält eine ältere Messung, die an einer Schicht vorgenommen worden ist, bei deren Herstellung Fettdämpfe nicht ausgeschlossen waren; während der Messung wurde das U-Rohr B_4 mit flüssiger Luft gekühlt (Fig. 6). Tab. 17 gibt eine Messung in der verbesserten späteren Versuchsanordnung wieder, bei der jeder Fettdampf vermieden war.

Tabelle 16. Schichtdicke etwa 30×10^{-7} cm.

φ	$\lambda = 241\,\mu\mu$ Alter der Schicht 10×24 Stunden				$\lambda = 254\,\mu\mu$ Alter der Schicht 9×24 Stunden				$\lambda = 265\,\mu\mu$ Alter der Schicht $10 \times 24 + 1$ Stunden			
	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$	α	$\alpha\parallel$	J_s	$\alpha\parallel/J_s$
0	7,4	100	100	1,00	26,8	100	100	1,00	6,8	100	100	1,00
40	9,2	124,3	101,7	1,22	32,5	121,3	103,9	1,17	8,2	120,6	105	1,15
50	10	135,1	100,5	1,34	35,9	134	103,9	1,3	9,3	136,8	105,9	1,3
60	10,5	142	95,6	1,5	38,6	144	100,8	1,43	9,8	144,1	103,7	1,39
70	9,9	134	82,9	1,65	37,7	140,7	89,7	1,57	9,6	141,2	93,9	1,5
75	9,3	128,4	71,5	1,8	—	—	—	—	8,8	129,4	83	1,56

φ	$\lambda = 241\,\mu\mu$ Alter der Schicht 10×24 Stunden				$\lambda = 254\,\mu\mu$ Alter der Schicht 9×24 Stunden			
	α'	$\alpha\perp$	J_p	$\alpha\perp/J_p$	α'	$\alpha\perp$	J_p	$\alpha\perp/J_p$
0	6,2	100	100	1,00	24,7	100	100	1,00
40	5,8	93,5	94,1	0,99	23,7	96	92,4	1,04
50	5,4	87,1	88,6	0,98	22,6	91,5	86	1,06
60	4,5	72,6	78,8	0,92	19,5	79	75,6	1,05
70	3,7	59,7	63,1	0,95	15,2	61,5	59,3	1,04
75	3,4	54,8	51,9	1,06	—	—	—	—

Tabelle 17. Schichtdicke $40{,}3 \times 10^{-7}$ cm.

φ	$\lambda = 241\,\mu\mu$ Alter der Schicht 180 Min.			$\lambda = 254\,\mu\mu$ Alter der Schicht 30 Min.			$\lambda = 265\,\mu\mu$ Alter der Schicht 210 Min.		
	α	$\alpha\parallel$	$\alpha\parallel/J_s$	α	$\alpha\parallel$	$\alpha\parallel/J_s$	α	$\alpha\parallel$	$\alpha\parallel/J_s$
0	4,5	100	1,00	29,9	100	1,00	4,4	100	1,00
60	7,2	160	1,7	50,7	169,5	1,7	7	160	1,54
70	7,6	170	2,05	51,4	171,9	1,9	7,3	166	1,77
80	—	—	—	45,5	152,2	2,5	—	—	—

Die absorbierten Lichtintensitäten I_s und I_p sind nach den Drudeschen Näherungsformeln berechnet. Auf Grund der von Meier

angegebenen Werte n und k[1]) sind durch Extrapolation berechnet für $\lambda = 241\,\mu\mu$ $n = 0{,}78$, $k = 1{,}287$ und durch Interpolation für $\lambda = 265\,\mu\mu$ $n = 0{,}98$, $k = 1{,}22$.

Um die Zahlen α der letzten Tabelle miteinander und mit denen der Tab. 16 vergleichbar zu machen, sind sie für $\lambda = 241\,\mu\mu$ und $\lambda = 265\,\text{mm}$ mit 1,5 zu multiplizieren, da bei diesen beiden Messungen der Borsäure Mannitwiderstand ausgeschaltet war. Die Zahlen stimmen dann gut mit denen der Tab. 16 überein.

Wenn auch die Intensitäten für $\lambda = 241$ und $\lambda = 255\,\mu\mu$ gering waren, so zeigen die Verhältnisse $\alpha\perp/J_p$ doch noch recht befriedigende Übereinstimmung mit der 1. Die Verhältnisse $\alpha\parallel/J_s$ werden mit abnehmender Wellenlänge durchweg größer, und zwar wachsen sie um so mehr, je größer der Einfallswinkel wird. Es bestätigt sich also die bisherige Vermutung, daß man das Resonanzmaximum im Gebiete höherer Frequenzen ($\lambda < 250\,\mu\mu$) zu suchen hat. Mit der angegebenen Versuchsanordnung (Quarzoptik) wird es aber nicht möglich sein, seine Lage experimentell festzustellen.

Zusammenfassung.

1. Für Spiegel aus Au und Cu, durch Kathodenzerstäubung hergestellt, wird das Vorhandensein eines selektiven Photoeffektes nachgewiesen. Über die Lage des Resonanzmaximums kann vorläufig noch keine bestimmte Aussage gemacht werden. Wahrscheinlich hat man es im Gebiete $\lambda < 250\,\mu\mu$ zu suchen, entsprechend dem bisherigen Ergebnis.

2. Für Ag und Pt wird keine Entscheidung getroffen, da die Zahlenreihe $\alpha\perp$ (Photostrom, falls der elektrische Vektor $\mathfrak{E}$ des einfallenden Lichtes $\perp$ zur Einfallsebene schwingt) nicht mit der Zahlenreihe I_p (absorbierte Lichtmenge für denselben Polarisationszustand des Lichtes) übereinstimmt. Als Gründe werden vorläufig angesehen: anomale Dispersion des Silbers im Gebiet $\lambda = 280$ bis $\lambda = 230\,\mu\mu$ und daher ungenaue Berechnung der optischen Konstanten für Ag; Ungültigkeit der an Platinblechen gemessenen optischen Konstanten für Zerstäubungsschichten aus Pt; für beide Metalle die je nach den Bedingungen verschieden starke Gasabsorption.

3. In Übereinstimmung mit Messungen von S. Werner u. a. wird die Veränderlichkeit der Empfindlichkeit der Schichten im Vakuum mit der Zeit bestätigt. Die Schichten erreichen hier aber viel schneller ihre Konstantenempfindlichkeit.

---

[1]) Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.

4. Die Zahlen $\alpha_\parallel$ (Photostrom, falls der elektrische Vektor $\mathfrak{E}$ des einfallenden Lichtes parallel zur Einfallsebene schwingt) ändern sich im Vakuum nicht merklich mit der Zeit. Durch Zulassen von Luft werden sie jedoch wesentlich verkleinert, so daß sie für Cu sogar vollständig mit den Zahlen I_s (absorbierte Lichtintensität) proportional werden und der selektive Effekt damit verschwindet.

5. Die Zahlenreihen $\alpha \perp$ und $\alpha_\parallel$ sind nicht merklich abhängig von der Stromstärke, mit der zerstäubt wird.

6. Für Au-Schichten auf Quarz sind die Zahlen $\alpha_\parallel$ etwas kleiner als für Schichten auf Glas.

7. Die Messungen an Au- und Cu-Schichten sind reproduzierbar mit einer Differenz bis zu höchstens 15 Proz. Pt und Ag zeigen größere Unregelmäßigkeiten.

8. Die Metallschichten ordnen sich unter den vorliegenden Versuchsbedingungen nach ihrer Empfindlichkeit in die Reihe Ag–Au–Cu–Pt. Pt hat die geringste Empfindlichkeit.

Die vorstehende Arbeit, zu der Herr Prof. Dr. Pohl (Göttingen) die Anregung gab, wurde im Physikalischen Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin ausgeführt. Während der Anfertigung bin ich in liebenswürdigster Weise durch die Herren Prof. Dr. Regener (Stuttgart) und Prof. Dr. v. Baeyer (Berlin), bei der Drucklegung durch Herrn Prof. Dr. Wehnelt (Berlin) unterstützt worden. Es ist mir eine angenehme Pflicht, den genannten Herren auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

MATHEMATISCHE ANNALEN

Begründet 1868 durch

Alfred Clebsch und Carl Neumann

Unter Mitwirkung von

Ludwig Bieberbach, Harald Bohr, Max Born, L. E. J. Brouwer, Richard Courant, Constantin Carathéodory, Walther v. Dyck, Otto Hölder, Theodor v. Kármán, Carl Neumann, Max Noether, Arnold Sommerfeld

Herausgegeben von

Felix Klein
in Göttingen

David Hilbert
in Göttingen

Albert Einstein
in Berlin

Otto Blumenthal
in Aachen

Preis des Bandes M. 96.—

Inhalt

des zuletzt erschienenen Heftes (83. Band, 3./4. Heft):

Hilbert, D., Adolf Hurwitz.

Schoenflies, A., Zur Axiomatik der Mengenlehre.

Brouwer, L. E. J., Besitzt jede reelle Zahl eine Dezimalbruchentwicklung?

Reinhardt, K., Über Abbildungen durch analytische Funktionen zweier Veränderlicher.

Windau, W., Über lineare Differentialgleichungen vierter Ordnung mit Singularitäten und die dazugehörigen Darstellungen willkürlicher Funktionen.

Koschmieder, L., Beweis des kubischen Reziprozitätsgesetzes mit Hilfe der elliptischen Funktionen.

Baule, B., Über Kreise und Kugeln im Riemannschen Raum. I.

Pál, J., Ein Minimumproblem für Ovale.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

MATHEMATISCHE ZEITSCHRIFT

Unter ständiger Mitwirkung von

K. Knopp Königsberg | **E. Schmidt** Berlin | **I. Schur** Berlin

Herausgegeben von

L. Lichtenstein

Münster

Wissenschaftlicher Beirat:

W. Blaschke L. Fejér E. Hecke G. Herglotz A. Kneser E. Landau O. Perron F. Schur E. Study H. Weyl

Preis des Bandes M. 96.—

Inhalt

des zuletzt erschienenen Heftes (11. Band, 1./2. Heft):

Carlson, F., Über ganzwertige Funktionen.

Szász, O., Über Hermitesche Formen mit rekurrierender Determinante und über rationale Polynome.

Schouten, J. A., Über die konforme Abbildung n-dimensionaler Mannigfaltigkeiten mit quadratischer Maßbestimmung auf eine Mannigfaltigkeit mit euklidischer Maßbestimmung.

Pöschl, Th., Über eine partikuläre Lösung des biharmonischen Problems für den Außenraum der Ellipse.

Weyl, G., Die Form des Wirkungsprinzips bei der Bewegung starrer Körper aus Invarianzforderungen abgeleitet.

Frank, Ph., Ein Satz über ebene Potentialströmungen.

Loewy, A., Über algebraische Gleichungen mit reellen Wurzeln und den sog. casus irreducibilis bei kubischen Gleichungen.

Neder, L., Über die Koeffizientensumme einer beschränkten Potenzreihe.

Pasch, M., Der Ursprung des Zahlbegriffs.

Walther, A., Maximum und Minimum einer harmonischen Funktion auf Kreisen.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Lebenslauf.

Ich, Friedrich, Wilhelm, Theodor Groß, wurde geboren am 9. 12. 1884 zu Lankwitz, Prov. Brandenburg, als der Sohn des Professors Dr. Theodor Groß. Michaelis 1902 legte ich am Lessing-Gymnasium zu Berlin die Reifeprüfung ab. Ich studierte an der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin und an der Technischen Hochschule in Charlottenburg Mathematik, Physik und Chemie. Am 19. 2. 1908 bestand ich das Staatsexamen in Berlin. Am 1. 10. 1910 wurde ich in Berlin-Wilmersdorf als Oberlehrer am Fichtegymnasium angestellt, Ostern 1913 an das Joachim-Friedrich-Gymnasium (Realgymnasialabteilung) versetzt. Von Ostern 1909 bis Juli 1913 war ich Assistent für Mathematik an der Technischen Hochschule in Charlottenburg. Während meiner Lehrtätigkeit wandte ich mich eingehenderem Studium der Physik zu. Unterbrochen wurde es durch den Krieg, an dem ich vom 6. Januar 1916 bis 15. Dezember 1918 teilnahm. Meine Dissertation begann ich ein Semester vor Ausbruch des Krieges, sie wurde beendet am 6. 12. 1920. Die Promotionsprüfung bestand ich am 26. Mai 1921.